

УДК 524.52:524.35

## ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ И $H\alpha$ -ЭМИССИЯ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

© 2024 Е. О. Васильев<sup>1\*</sup>, Ю. А. Щекинов<sup>2</sup><sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия<sup>2</sup>Рамановский исследовательский институт, Бангалор, 560080 Индия

Поступила в редакцию 28 августа 2023 года; после доработки 2 октября 2023 года; принята к публикации 16 октября 2023 года

Для понимания природы газовых течений в областях звездообразования близких галактик часто используется соотношение между значениями поверхностной яркости в линии  $H\alpha$  и дисперсии скоростей ионизованного газа, известное как диаграмма «поверхностная яркость — дисперсия скоростей». На основе трехмерных газодинамических расчетов мы рассмотрели эволюцию синтетических диаграмм для сверхоболочек, сформированных в результате множественных вспышек сверхновых в звездном скоплении, расположенном в галактическом диске. По результатам исследования изменения формы и структуры диаграммы в зависимости от плотности газа, его металличности и шкалы высоты диска на диаграмме можно выделить области значений, характерных для молодых пузырей, развивающихся в плотном или разреженном газе, на больших высотах над плоскостью диска. Найдено, что структура диаграммы зависит от возраста сверхоболочек и физических свойств газа в диске. Для близких карликовых галактик структуру наблюдаемых диаграмм «поверхностная яркость — дисперсия скоростей» можно объяснить только при помощи описания динамики пузырей, образованных множественными вспышками СН в небольших звездных скоплениях различного возраста.

Ключевые слова: галактики: МЗС — МЗС: оболочки — ударные волны — остатки сверхновых

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Трехмерная спектроскопия в оптических эмиссионных линиях позволяет исследовать кинематику ионизованного межзвездного газа в близких галактиках с пространственным разрешением 5–50 пк ( $1''$ – $3''$ ) (например, Munoz-Tunon et al., 1996; Yang et al., 1996; Moiseev and Lozinskaya, 2012). В таких наблюдениях легко различимы протяженные структуры в окрестностях областей звездообразования, где ионизирующее излучение от массивных звезд и множественные вспышки сверхновых (СН) в звездных скоплениях приводят к появлению турбулентных движений газа и формированию крупномасштабных пузырей и истечений из галактических дисков. Наиболее хорошо подобные структуры проявляются в карликовых галактиках (например, Puche et al., 1992; Walter and Brinks, 1999; Weisz et al., 2009; Bagetakos et al., 2011; Egorov et al., 2017 и т.д.).

Для понимания природы газовых течений в областях звездообразования было предложено использовать соотношение между значениями поверхностной яркости в линии  $H\alpha$  и дисперсии скоростей, определяемой как стандартное отклонение гауссова профиля этой линии после учета

инструментальных эффектов и вычитания теплового уширения (Munoz-Tunon et al., 1996; Yang et al., 1996). В дальнейшем при помощи трехмерной спектроскопии получены диаграммы «поверхностная яркость — дисперсия скоростей» ионизованного газа (« $I(H\alpha) - \sigma$ ») для значительного числа близких карликовых галактик, в которых выделено множество областей звездообразования (например, Puche et al., 1992; Walter and Brinks, 1999; Weisz et al., 2009; Bagetakos et al., 2011; Egorov et al., 2017 и так далее).

Возможности анализа диаграмм « $I(H\alpha) - \sigma$ » оказались впоследствии ограничены тем, что интерпретация подобных диаграмм основана на качественном понимании их структуры, предложенном Munoz-Tunon et al. (1996) и обобщенном Moiseev and Lozinskaya (2012). Только в работе Vasilieva et al. (2015) была впервые предпринята попытка построить синтетические диаграммы « $I(H\alpha) - \sigma$ » на основе численных моделей динамики взаимодействующих остатков СН. В частности, было показано, что высокие дисперсии скоростей газа связаны со столкновением молодых остатков СН. Ухудшение пространственного (углового) разрешения ведет к некоторому падению величины дисперсии скоростей как для данных наблюдений галактики IC 10 (Moiseev and Lozinskaya, 2012),

\*E-mail: eugstar@mail.ru

так и для численных расчетов взаимодействующих остатков СН (Vasiliev et al., 2015). Этот эффект важен для понимания значений дисперсии скоростей, измеренных для наблюдаемых с низким разрешением карликовых галактик, например DDO 53 и DDO 190. Детальное изучение влияния углового разрешения на оценку скорости расширения ветровой оболочки на основе аналитической модели указывает на занижение этой величины, что приводит к завышению кинематического возраста и недооценке притока энергии, требуемого для ее формирования (Smirnov-Pinchukov and Egorov, 2021).

На полученных в наблюдениях картах интенсивности в линии  $H\alpha$  хорошо выделяются крупномасштабные оболочки размером около 0.1–1 кпк (Bagevakos et al., 2011), которые обычно связывают с кумулятивными вспышками СН в звездных скоплениях. Поэтому представляется важным изучение структуры синтетических диаграмм « $I(H\alpha) - \sigma$ » для пузырей, образованных множественными вспышками СН в галактических дисках, а также исследование проявлений эволюционных изменений на диаграмме для различных условий в межзвездном газе. В этой работе рассматривается возможность интерпретации диаграмм « $I(H\alpha) - \sigma$ » только с помощью свойств газовых течений, возникающих при расширении оболочки, которая поддерживается вспышками СН в звездном скоплении. В разделе 2 приводится описание модели и начальных условий. В разделе 3 представлены результаты. В разделе 4 обсуждаются применение результатов и их следствия. В разделе 5 кратко приведены основные выводы.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Исследуем эмиссионные характеристики ионизованного газа в оболочках, образованных множественными вспышками СН в звездном скоплении, находящемся в галактическом диске, с помощью численного решения уравнений трехмерной газовой динамики с учетом радиационного охлаждения в декартовой геометрии. Динамика этих оболочек и начальные условия подробно описаны в работе Vasiliev and Shchekinov (2022). Приведем здесь основные параметры нашей модели.

Считаем, что газовый диск изначально находится в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале (см., например, de Avillez, 2000; Hill et al., 2012; Walch et al., 2015; Li et al., 2017; Vasiliev et al., 2019 и другие), который состоит из двух компонент: гало темной материи (ТМ) и барионного диска. Профиль гало ТМ взят из работы Navarro et al. (1997), вириальный радиус выбирается равным 30 кпк, параметр концентрации  $c = 4.5$ , что близко к значениям для карликовой

галактики Holmberg II (Puche et al., 1992). Для звездного диска ускорение перпендикулярно его плоскости и составляет  $g_*(z) = 2\pi G \Sigma_* \text{th}(z/z_*)$ , где  $\Sigma_*$  — звездная поверхностная плотность, а  $z_*$  — шкала высоты звездного диска. Вклад от газового диска добавляется путем деления  $g_*(z)$  на фактор  $f_* = \Sigma_*/(\Sigma_* + \Sigma_{\text{gas}})$  (Li et al., 2017), то есть неявно подразумевается, что самогравитация газового диска не учитывается. Отметим, что это не оказывает никакого влияния на глобальную динамику пузыря, образованного вспышками СН. Концентрация газа в плоскости диска составляет  $n_0$ , температура газа полагалась одинаковой во всех моделях и равной  $9 \times 10^3$  К. Металличность газа  $[Z/H]$  в расчетах остается постоянной в пределах всей вычислительной области. Значения  $n_0$  и  $[Z/H]$  варьировались в моделях в интервалах: 0.1–1  $\text{cm}^{-3}$  и от  $-1$  до 0 соответственно. На асимптотически больших высотах над плоскостью диска ( $z$  много больше шкалы гидростатического равновесия) плотность газа предполагается однородной и равной  $10^{-3} \text{cm}^{-3}$ . Звездная и газовая поверхностные плотности, звездная шкала высоты подбирались так, чтобы получить несколько значений шкалы высоты газового диска:  $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$  кпк при фиксированной объемной плотности газа в плоскости диска. Из рассчитанных моделей (около 20) выделено три, которые наиболее ярко отражают влияние свойств газа и диска. Их параметры приведены в таблице 1.

Сверхновые в скоплении распределены случайно, и радиус скопления равен 30 пк. Случайные положения и моменты вспышек сверхновых рассчитываются один раз при начальной инициализации, так что во всех моделях рассматривается одинаковая конфигурация: сверхновые взрываются в те же моменты времени и тех же местах. При взрыве каждой СН в малую область инжектируется масса и энергия. Размер этой области составляет 4 пк, при стандартном пространственном разрешении в 4 пк область занимает одну ячейку. Энергия одной СН равна  $10^{51}$  эрг и добавляется в виде тепловой энергии. Массы массивных звезд — прародителей сверхновых — в скоплении распределены случайно в пределах 8–40  $M_\odot$ , согласно начальной функции масс Солпитера. Число массивных звезд предполагается равным 100, что соответствует полной массе скопления  $M_* \sim 1.5 \times 10^4 M_\odot$  (предполагая одну СН на 150  $M_\odot$ ). Начало расчетов соответствует моменту взрыва наиболее массивной СН. Интервалы между последующими вспышками СН в среднем соответствуют времени жизни массивных звезд, значение которого связано со звездной массой (Iben, 2012). Расчеты проводятся до 26 млн лет, что немного превышает наибольшее

Таблица 1. Модели

Модель	$n_0, \text{см}^{-3}$	$[Z/H]$	$z_0, \text{кпк}$	Сетка $(x, y, z), \text{кпк}^3$	Число ячеек
M1	0.1	-0.5	0.2	$2.4 \times 2.4 \times 4.8$	$608 \times 608 \times 1216$
M2	0.1	-0.5	0.5	$1.5 \times 1.5 \times 4.1$	$384 \times 384 \times 1024$
M3	0.9	0.0	0.5	$0.93 \times 0.93 \times 1.5$	$232 \times 232 \times 1536$

значение времени жизни массивных звезд, то есть около 24 млн лет для звезды  $8 M_{\odot}$ .

Для численного решения уравнений газовой динамики используется явная схема без расщепления потоков величин по пространству с условием уменьшения полной вариации (total variation diminishing — TVD), которая позволяет отслеживать с высоким разрешением ударные волны и предотвращает нефизические осцилляции. Схема относится к типу монотонных противопоточных схем (Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws — MUSCL-Hancock). Для повышения точности при расчете потоков на границах ячеек применяется приближенный метод Хартена — Лакса — ван Лира (Harten—Lax—van Leer Contact — HLLC) для решения задачи Римана (например, Того, 1999). Программный пакет успешно прошел весь набор газодинамических тестов, предложенный в работе Klingenberg et al. (2007).

Для учета радиационных потерь в расчетах используется неравновесная функция охлаждения (Vasiliev, 2011; 2013), полученная для изохорического процесса охлаждения газа от  $10^8$  К до 10 К, включающего ионизационную кинетику всех ионных состояний следующих химических элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si и Fe. Газ может нагреваться за счет фотоэлектрического нагрева пылевых частиц (Bakes and Tielens, 1994), этот процесс считается доминирующим в нагреве межзвездного газа. Любое отклонение темпа нагрева в невозмущенном газе нарушает баланс между охлаждением и нагревом, стимулирует развитие тепловой неустойчивости и приводит к перераспределению массы межзвездного газа в диске (см., например, de Avillez, 2000; Hill et al., 2012). Для того чтобы избежать влияния этих эффектов в расчетах, предполагается экспоненциальное уменьшение темпа нагрева в направлении, перпендикулярном плоскости диска с характерным масштабом, равным газовой шкале высоты диска (Li et al., 2017). Такие предположения позволяют успешно стабилизировать радиационное охлаждение окружающего газа при  $T = 9 \times 10^3$  К в начальный момент и получить равновесный газовый диск на временном масштабе, превосходящем время расчета.

Для получения куба данных в линии  $H\alpha$  вычисляется излучательная способность газа каждого его элемента (ячейки сетки), определяемая температурой газа и концентрацией H II. Значение последней при заданной температуре находится из полученных ранее таблиц для соответствующих функций охлаждения (Vasiliev, 2013). Далее вдоль каждого луча зрения производится интегрирование эмиссии в линии  $H\alpha$  в интервале скоростей  $(v, v + \Delta v)$  с разрешением  $\Delta v = 1 \text{ км с}^{-1}$ . Полная интенсивность в линии находится суммированием по всем интервалам скоростей.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

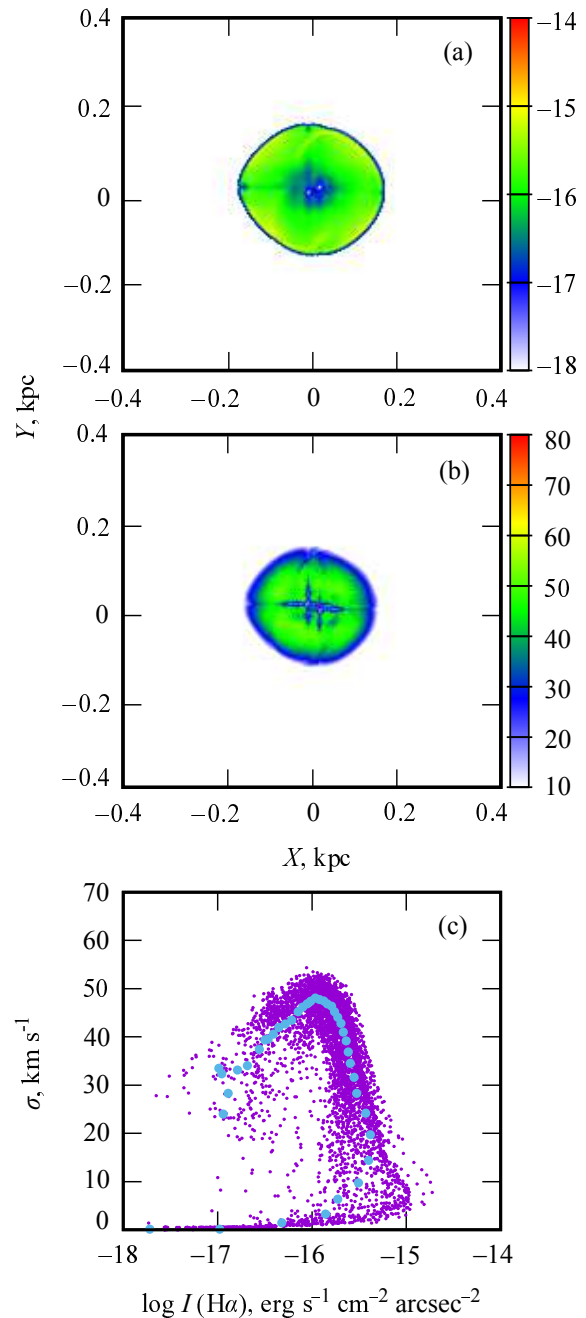
Эволюция пузыря, сформированного множеством вспышками SN в звездном скоплении, расположенными в плоскости диска, описана во многих работах (см., например, Castor et al., 1975; Mac Low and McCray, 1988; Vasiliev et al., 2017; Fielding et al., 2018 и ряд других), поэтому мы не будем подробно останавливаться на этом. Однако отметим, что в нашей предыдущей работе (Vasiliev and Shchekinov, 2022) была изучена динамика пузыря вокруг звездного скопления с массой  $M_* \sim 1.5 \times 10^4 M_{\odot}$  в зависимости от значения шкалы высоты диска. В частности, было отмечено, что в диске со шкалой высоты  $z_0 \gtrsim 0.5$  кпк образующийся пузырь остается почти сферическим на протяжении всего рассматриваемого времени эволюции, то есть до 26 млн лет. Для меньшей шкалы высоты при достижении размера, сравнимого со шкалой высоты диска, пузырь начинает расширяться преимущественно в вертикальном направлении. Так, для  $z_0 = 0.2$  кпк соотношение максимальных размеров пузыря в плоскости диска и в перпендикулярной ему плоскости превышает фактор 1.5 к моменту времени 24 млн лет (см. рис. 1, Vasiliev and Shchekinov, 2022). Несмотря на больший размер, масса нагретого газа в вертикальном направлении оказывается меньше: оболочка высоко над плоскостью диска оказывается значительно тоньше, чем в плоскости диска. Укажем, что в этих расчетах плотность газа в плоскости диска была равна  $0.9 \text{ см}^{-3}$ , а металличность полагалась солнечной. При уменьшении этих величин пузырь достигает размера, сравнимого со

шкалой высоты, раньше, следовательно, расширение пузыря в вертикальном направлении будет более заметным.

Исследуем эмиссионные и динамические характеристики ионизованного газа в пузыре, образованном множественными вспышками СН в звездном скоплении массой  $M_* \sim 1.5 \times 10^4 M_\odot$ , при синтетических наблюдениях перпендикулярно плоскости диска. Для примера на рис. 1 представлены<sup>1)</sup> поверхностная яркость (а) и дисперсия скоростей (b) в линии  $\text{H}\alpha$  ионизованного газа в сверхоболочке, образованной вспышками СН в скоплении, расположенном в плоскости диска со шкалой высоты  $z_0 = 0.2$  кпк и центральной плотностью  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$ , металличностью  $[Z/H] = -0.5$  — модель M1 (см. таблицу 1). Возраст сверхоболочки равен 1 млн лет. Можно заметить, что поверхностная яркость увеличивается к границе пузыря, поскольку лучевая концентрация газа там максимальна благодаря формированию плотных и толстых стенок в пределах одной шкалы высоты как над, так и под плоскостью диска: центральные части соответствуют частям оболочки, находящимся выше одной шкалы высоты. К текущему моменту средняя поверхностная плотность газа в нагребенной оболочке на периферии в несколько раз выше по сравнению с центральными областями. В дальнейшем периферийные части оболочки будут становиться толще, а центральные части тоньше, поэтому отличие в лучевой концентрации и, следовательно, в поверхностной яркости будет увеличиваться.

Дисперсия скоростей ионизованного газа к границе пузыря, наоборот, убывает, поскольку вертикальная компонента скорости уменьшается с радиусом<sup>2)</sup>. В центральных областях величина  $\sigma$  оказывается в 1.5–2 раза выше, чем в периферийных областях, более ярких в линии  $\text{H}\alpha$ . Максимальная дисперсия скоростей около  $50 \text{ км с}^{-1}$  соответствует поверхностной яркости  $I(\text{H}\alpha) \sim 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ .

Для ясности на рис. 1с показана диаграмма «поверхностная яркость — дисперсия скоростей» ионизованного газа (« $I(\text{H}\alpha) - \sigma$ ») для пространственных распределений величин, представленных



**Рис. 1.** Поверхностная яркость (а) и дисперсия скоростей (b) в линии  $\text{H}\alpha$  ионизованного газа в сверхоболочке для модели M1: скопление в плоскости диска с  $z_0 = 0.2$  кпк и  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $[Z/H] = -0.5$ . Возраст равен 1 млн лет. Цветовая шкала на панели (а) — логарифм поверхностной яркости в единицах  $\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ , на панели (b) — скорость в  $\text{км с}^{-1}$ . На панели (c) показана диаграмма «поверхностная яркость — дисперсия скоростей» ионизованного газа — « $I(\text{H}\alpha) - \sigma$ » — для пространственных распределений величин, представленных на панелях (а) и (b), синие точки соответствуют диаграмме для значений, усредненных по кольцевым областям с центром, совпадающим с центром скопления.

<sup>1)</sup>Интенсивность от невозмущенной части диска представляет однородный фон с некоторым довольно низким значением интенсивности, что отображается белой частью цветовой шкалы на панели (а). Вертикальные скорости в невозмущенном диске практически отсутствуют, их дисперсия близка к нулю (см. панель (b)).

<sup>2)</sup>Крестообразные структуры в центральной части являются проявлением хорошо известной численной неустойчивости от недавних вспышек СН (Quirk, 1994), в рассматриваемый момент времени их относительный вклад в суммарную поверхность составляет несколько процентов, и в дальнейшем он будет быстро убывать.

на панелях (а) и (b). На диаграмме можно выделить четыре зоны:

- 1) наиболее яркие области с дисперсией скоростей около  $10 \text{ км с}^{-1}$  — яркая граница сверхоболочки;
- 2) нисходящая ветвь с близкой к нулю дисперсией скоростей и яркостью  $I(\text{H}\alpha) \lesssim 3 \times 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$  — внешняя кромка сверхоболочки;
- 3) восходящая ветвь с дисперсией от 20 до 50  $\text{км с}^{-1}$  и высокой яркостью  $I(\text{H}\alpha) \sim (0.3-3) \times 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$  — внутренние (исключая центральные) части сверхоболочки;
- 4) наименее яркие точки с широким разбросом дисперсии скоростей — центральные области сверхоболочки (см. рис. 1а, b).

По мере расширения пузыря диаграмма « $I(\text{H}\alpha) - \sigma$ » существенным образом изменяется. Благодаря сферической симметрии сверхоболочек можно усреднить величины яркости и дисперсии по углу, то есть получить радиальные профили усредненных величин. Для этого мы построили систему концентрических колец вокруг центра скопления. Ширина каждого из колец равна 4 пк.

На рис. 1с представлена зависимость для усредненных величин (крупные голубые символы). Видно, что усредненные значения эмиссии, в основном, довольно хорошо отражают особенности диаграммы для полного набора точек. Это позволяет нам рассмотреть эволюцию диаграммы для усредненных по углу поверхностной яркости и дисперсии скоростей.

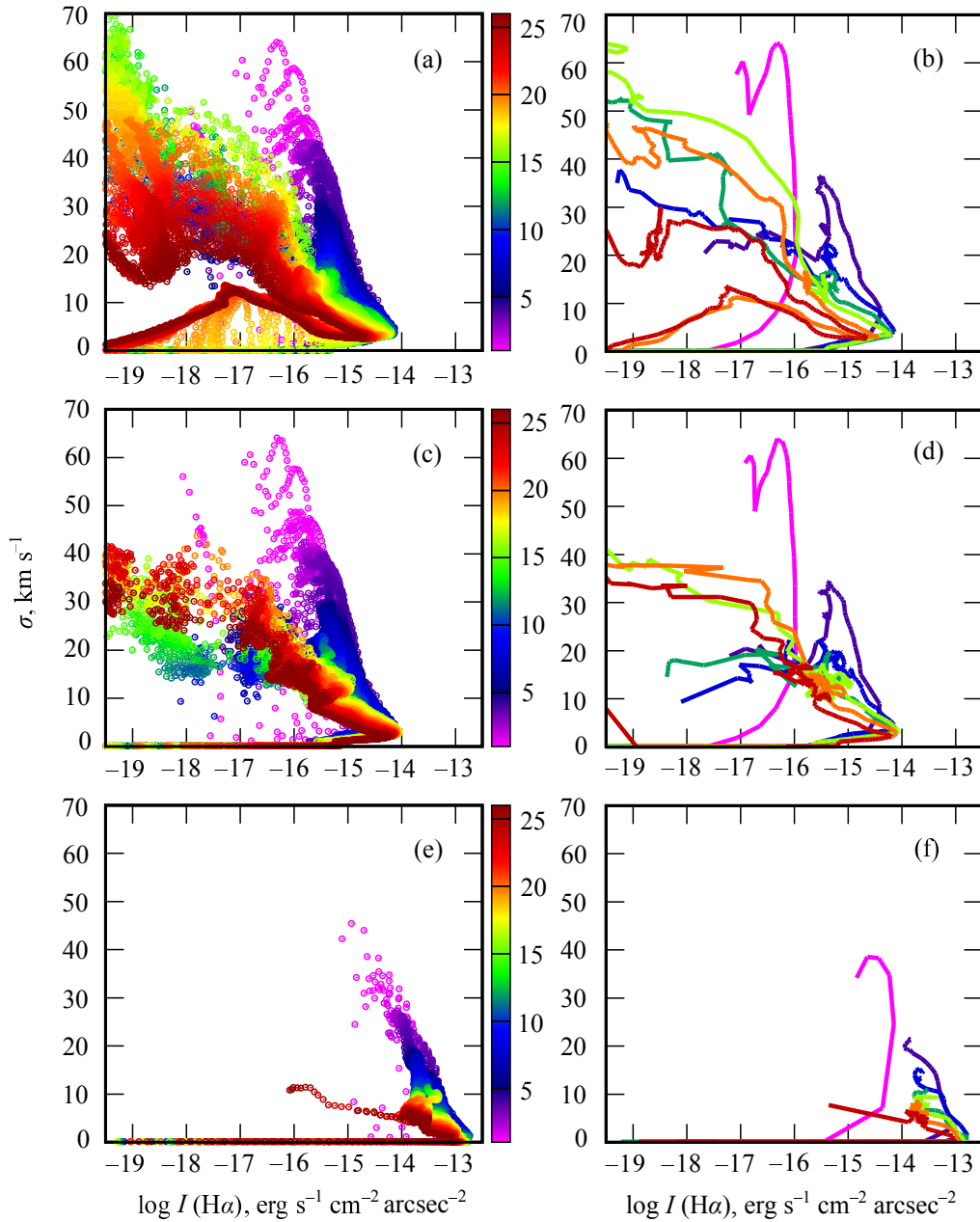
В работе Vasiliev et al. (2015) было исследовано влияние ухудшения пространственного разрешения на структуру диаграммы. В частности, было отмечено как уменьшение яркости, так и падение дисперсии скоростей при более низком разрешении. Это объясняется тем, что размеры областей с высокими значениями яркости и дисперсии оказываются небольшими, порядка 10–30 пк, что сравнимо с масштабом усреднения, равным 2.5–5 пк. В текущих моделях пространственные вариации яркости и дисперсии больше, поскольку рассматриваются сверхоболочки, образованные множественными вспышками СН, в отличие от взаимодействия отдельных остатков СН между собой. Поэтому можно ожидать, что ухудшение разрешения незначительным образом изменит структуру диаграммы.

На рис. 2 показаны диаграммы для величин, усредненных по концентрическим областям вокруг звездного скопления, расположенного в плоскости диска. Рассмотрим эволюцию диаграммы для пузыря в модели M1, то есть развивающегося в диске со шкалой высоты  $z_0 = 0.2$  кпк и

центральной плотностью  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$ , металличностью  $[Z/H] = -0.5$  (рис. 2а). Как отмечалось выше, к моменту  $t \sim 1$  млн лет пузырь достигает радиуса порядка одной шкалы высоты  $r \sim z_0 \sim 0.2$  кпк (см. рис. 1), дисперсия скоростей во внутренних частях сверхоболочки достигает  $70 \text{ км с}^{-1}$ , средняя яркость этих областей составляет  $I(\text{H}\alpha) \sim 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ . В течение последующих нескольких миллионов лет дисперсия скоростей постепенно падает до 20–30  $\text{км с}^{-1}$ .

К  $t \sim 10$  млн лет размер пузыря над плоскостью диска становится больше двух шкал высоты диска. В результате в последующую эпоху,  $t \gtrsim 11$  млн лет, начинается ускоренное расширение в вертикальном направлении и дисперсия скоростей возрастает: на диаграмме этому соответствуют области с дисперсией 30–40  $\text{км с}^{-1}$  и яркостью около  $10^{-17} - 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ , а также  $\sigma \sim 60 - 70 \text{ км с}^{-1}$  и довольно низкой яркостью порядка  $10^{-19} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ . Исходя из пространственно-временного распределения дисперсии скоростей в сверхоболочке (рис. 3а), можно видеть, что, начиная с  $t \sim 11$  млн лет, значения высокой дисперсии скоростей возникают в центральной области сверхоболочки, а именно в пределах  $r \lesssim 0.1$  кпк. Далее, на расстояниях вплоть до радиуса сверхоболочки  $r \sim 0.3 - 0.5$  кпк эмиссионные и динамические свойства сверхоболочки определяются плотной и холодной оболочкой пузыря: дисперсия скоростей быстро падает до 5–20  $\text{км с}^{-1}$ , поверхностная яркость составляет  $I(\text{H}\alpha) \sim (0.2 - 1) \times 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ .

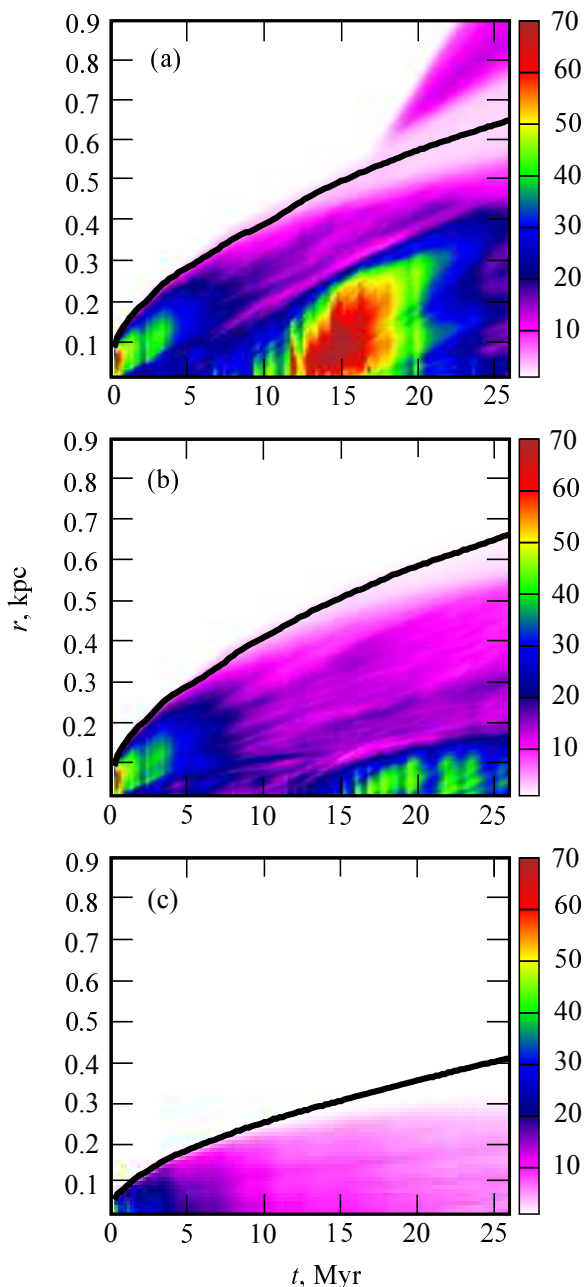
К  $t \sim 15$  млн лет частота вспышек СН уменьшается до уровня, который не позволяет поддерживать ускоренное расширение сверхоболочки. Поэтому в последующие несколько миллионов лет дисперсия скоростей в центральной области постепенно падает до уровня около 20–30  $\text{км с}^{-1}$ . Размер области с повышенной дисперсией растет, пока происходят вспышки СН, и к  $t \sim 24$  млн лет достигает почти 0.4 кпк. На диаграмме рис. 2 эта область соответствует низкой поверхностной яркости:  $I(\text{H}\alpha) \lesssim 3 \times 10^{-17} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ . После прекращения вспышек дисперсия падает ниже 20  $\text{км с}^{-1}$  во всем интервале значений яркости. Стоит отметить, что верхняя часть пузыря на больших высотах над диском ( $z \gtrsim 3z_0$ ) распространяется на расстояния большие, чем радиус пузыря в плоскости диска. В рассматриваемой модели это происходит после  $t \sim 15$  млн лет, поэтому на распределении дисперсии (рис. 3а) можно заметить область с низким значением дисперсии,  $\sigma \sim 10 \text{ км с}^{-1}$ , на расстояниях, превышающих размер сверхоболочки.



**Рис. 2.** Панели (a), (c) и (e) — диаграммы «поверхностная яркость — дисперсия скоростей» ионизованного газа ( $\langle I(H\alpha) - \sigma \rangle$ ) для пространственных распределений, усредненных по кольцевым областям с центрами, совпадающими с центром скопления в плоскости диска: в модели М1 — панель (a), в модели М2 — панель (c) и в модели М3 — панель (e). Цветовая шкала соответствует возрасту сверхоболочки в млн лет. На панелях (b), (d), (f) — те же диаграммы, что и на (a), (c) и (e), но только для моментов времени 0.4, 4, 8, 12, 16, 20 и 24 млн лет. Цвета линий соответствуют шкале на панелях (a), (c), (e).

При увеличении шкалы высоты диска до  $z_0 = 0.5$  кпк эволюция пузыря в течение первых 6–7 млн лет практически не изменяется. Поэтому структура диаграммы « $I(H\alpha) - \sigma$ » также не содержит заметных отличий по сравнению с распределением для диска со шкалой высоты  $z_0 = 0.2$  кпк в модели М2 (см. рис. 2c). В дальнейшем вертикальный размер пузыря не

достигает значений выше  $z_0$ , поэтому заметного истечения не образуется и дисперсия скоростей оказывается около  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Только в небольшой центральной части сверхоболочки ( $r \lesssim 0.1$  кпк) она достигает максимума  $40 \text{ km s}^{-1}$  (см. рис. 3b). На диаграмме эта центральная часть соответствует областям с низкой интенсивностью в линии  $H\alpha$ :  $I(H\alpha) \lesssim 3 \times 10^{-17} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ .



**Рис. 3.** Пространственно-временное распределение дисперсии скоростей ионизованного газа  $\sigma$  в сверхоболочке (цветовая шкала в  $\text{км с}^{-1}$ ), усредненной по кольцевым областям с центром, совпадающим с центром скопления, для параметров, как на рис. 2. Черная сплошная линия соответствует эволюции радиуса сверхоболочки в плоскости диска.

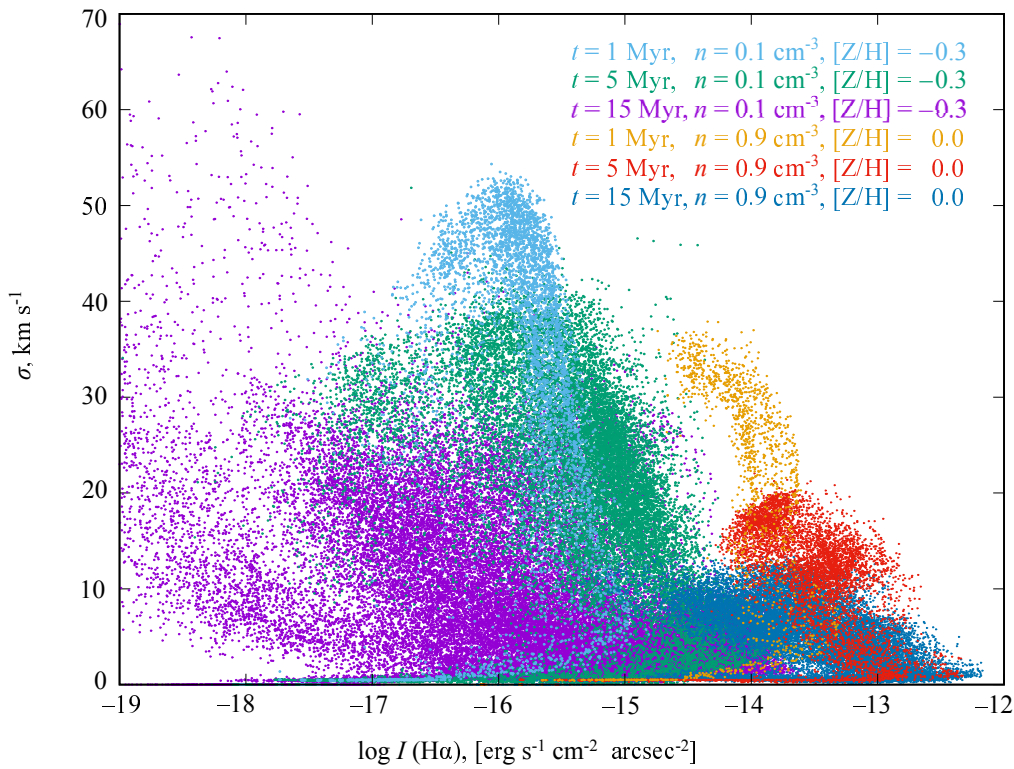
Рост плотности и/или металличности газа приводит к раннему переходу к радиационной фазе и уменьшению скорости расширения пузыря, что выражается в увеличении эмиссии в рекомбинационных линиях и падении дисперсии скоростей. В диске с большой шкалой высоты форма расширяющегося пузыря остается близкой к сферической

на протяжении всей эволюции. В этих условиях дисперсия скоростей сверхоболочки ожидаемо монотонно падает со временем, что можно видеть на примере пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты  $z_0 = 0.5$  кпк, плотностью в плоскости диска  $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$  и металличностью  $[Z/H] = 0$  в модели МЗ (см. рис. 2е). Благодаря более высокой плотности интенсивность излучения в линии  $\text{H}\alpha$  возрастает больше чем на порядок, по сравнению с величинами в моделях, представленных на рис. 2а,с. Дисперсия скоростей монотонно падает со временем и радиусом от  $40 \text{ км с}^{-1}$  до уровня менее  $5 \text{ км с}^{-1}$  (см. рис. 3с).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Ионизация межзвездного газа в галактиках является результатом действия излучения звезд и ударных волн. Поэтому на диаграммах «поверхностная яркость – дисперсия скоростей», полученных из наблюдаемых пространственных распределений, вероятно, можно выделить области, соответствующие источникам ионизации разной природы (см., например, Moiseev and Lozinskaya, 2012; Munoz-Tunon et al., 1996; Yang et al., 1996). В пользу этого может свидетельствовать широкий диапазон величин яркости в линии  $\text{H}\alpha$  и дисперсии скоростей на диаграммах, полученных из наблюдений близких карликовых галактик (Moiseev and Lozinskaya, 2012). При этом, как видно из усредненных синтетических диаграмм на рис. 2, области значений на диаграммах, определяемых только ударными волнами от сверхновых, оказываются близкими к наблюдательным. Диаграммы для суперпозиции пузырей от сверхновых разных возрастов дают возможность для физически обоснованной интерпретации наблюдений.

Для проведения простого структурного анализа приведем составную диаграмму « $I(\text{H}\alpha) - \sigma$ » для нескольких сверхоболочек разного возраста от СН в различных областях звездообразования (рис. 4). Такая процедура возможна, учитывая, что в дисках карликовых галактик наблюдаются звездные скопления и ассоциированные с ними сверхоболочки разных возрастов (например, см. для галактики Holmberg II работу Egorov et al., 2017). Величины шкалы высоты диска, как и плотности в плоскости диска, меняются от галактоцентрического расстояния (например, Bagetakos et al., 2011). Вариации металличности также вполне реалистичны, поскольку даже в галактиках с высоким темпом звездообразования металлы не успевают перемешиваться в течение сотен миллионов лет (de Avillez and Mac Low, 2002 и обсуждения в Andrews et al., 2001; Nasoudi-Shoar et al., 2010; De Cia et al., 2021).



**Рис. 4.** Составная диаграмма «поверхностная яркость – дисперсия скоростей» ионизованного газа, « $I(H\alpha) - \sigma$ », для нескольких сверхоболочек с возрастом 1, 5 и 15 млн лет, эволюционирующих в дисках с  $z_0 = 0.2$  кпк,  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $[Z/H] = -0.5$  и  $z_0 = 0.5$  кпк,  $n_0 = 0.9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $[Z/H] = 0$  (цвет точек соответствует различным сверхоболочкам, см. легенду на панели).

В первую очередь отметим, что общая форма этой синтетической диаграммы напоминает некоторые диаграммы, полученные по наблюдениям карликовых галактик (Moiseev and Lozinskaya, 2012): видна квазиреугольная структура с вершиной на высоких значениях яркости в линии  $H\alpha$  около  $10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$  и низких величинах дисперсии скоростей более  $5 \text{ км с}^{-1}$ , выделяется пик дисперсии скоростей, достигающий  $50 \text{ км с}^{-1}$ , на средних значениях  $I(H\alpha) \sim 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ . Область с более низкой яркостью, характеризующаяся большим разбросом значений дисперсии скоростей, в наблюдениях не представлена по причине инструментальных ограничений.

При более детальном рассмотрении можно заметить явное преобладание сверхоболочек с определенными характеристиками в некоторых частях составной диаграммы. Пики дисперсии скоростей около  $50 \text{ км с}^{-1}$  (голубые точки) и  $35 \text{ км с}^{-1}$  (желтые точки) соответствуют молодым сверхоболочкам с возрастом около 1 млн лет, вероятно, находящимся на адиабатической фазе или только перешедшим к радиационному охлаждению. Например, время охлаждения газа с плотностью

$n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$  и металличностью  $[Z/H] = -0.5$  составляет  $t_c \sim kT/4n_0\Lambda(T) \sim 1$  млн лет для температуры газа за фронтом ударной волны  $T \sim 10^6 \text{ К}$ . Таким образом, значение дисперсии скоростей оказывается ниже в газе с более высокой плотностью и металличностью, что видно на диаграмме (сравнить голубые и желтые точки). Размеры этих сверхоболочек составляют порядка  $50\text{--}150 \text{ пк}$  (см. рис. 3). Похожие пики дисперсии скоростей можно обнаружить на диаграммах « $I(H\alpha) - \sigma$ » для галактик DDO 53, DDO 99, VII Zw403, IC 10 и других, полученных с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо «Scorpio» на телескопе БТА-6 (Moiseev and Lozinskaya, 2012). Для указанных галактик пики дисперсии скоростей соответствуют интенсивностям в линии  $H\alpha$  в интервале от  $10^{-17}$  до  $3 \times 10^{-15} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ . На картах  $H\alpha$  области с повышенной дисперсией скоростей имеют размеры несколько десятков парсек (см. рис. 1 и 4 в статье Moiseev and Lozinskaya (2012)), что вполне соответствует модельным сверхоболочкам.

Стоит обратить внимание на то, что для сверхоболочки возрастом 1 млн лет, расширяющейся в газе с  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$  и  $[Z/H] = -0.5$ , диспер-



сия скоростей варьируется фактически от 0 до  $50 \text{ км с}^{-1}$  (голубые точки на рис. 4): низкие значения соответствуют внешней части сверхоболочки толщиной 10–20 пк (см., например, рис. 1b), что сравнимо с пространственным разрешением при наблюдении близких карликовых галактик. По мере эволюции пузыря максимальная дисперсия скоростей в сверхоболочке падает, достигая  $40 \text{ км с}^{-1}$  при расширении в среде с  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $[Z/H] = -0.5$  (зеленые точки) и  $20 \text{ км с}^{-1}$  для  $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$ ,  $[Z/H] = 0$  (красные точки). Таким образом, наблюдаемые области с высокой дисперсией скоростей ионизованного газа  $\sigma \gtrsim 30 \text{ км с}^{-1}$  можно связывать с пузырями возрастом порядка 1 млн лет, образованными благодаря вспышкам СН в звездных скоплениях  $M_* \gtrsim 10^4 M_\odot$  в газе с  $n_0 \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$  и  $[Z/H] \sim -0.5$ . Размеры этих областей оказываются довольно компактными, около 100–150 пк. Надо иметь в виду, что оценки размера из наблюдений, вероятно, не включают область в окрестности толстой оболочки пузыря, в которой дисперсия скоростей падает ниже  $30 \text{ км с}^{-1}$  и толщина которой равна 10–15 пк и составляет около 10% радиуса пузыря. Уменьшение плотности газа и рост массы скопления ведут к увеличению дисперсии скоростей. Отметим, что толщина диска на столь ранних этапах эволюции не играет какой-либо роли.

В течение 10 млн лет с момента вспышки наиболее массивной звезды в скоплении взрывается более половины СН (для начальной функции масс Солпитера), поэтому в дальнейшем темп вспышек СН уже не может поддерживать расширение пузыря с высокой скоростью, дисперсия скоростей уменьшается до  $10 \text{ км с}^{-1}$ . Яркость в линии  $\text{H}\alpha$  такого газа может варьироваться в довольно широком интервале, в частности, для пузыря в среде с  $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$  и  $[Z/H] = 0$  величина  $I(\text{H}\alpha)$  меняется от  $10^{-15}$  до  $10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$  (темно-синие точки на рис. 4). Напомним, что в этой модели пузырь расширяется в диске со шкалой высоты  $z_0 = 0.2 \text{ кпк}$ . При эволюции в таких условиях к 15 млн лет радиус пузыря достигает примерно  $1.5 z_0$  (рис. 3c). В газе с меньшей плотностью и/или металличностью радиус пузыря к этому времени заметно увеличивается, например, для  $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$  и  $[Z/H] = -0.5$  почти до  $2.5 z_0$ , что приводит к прорыву диска. В этих условиях часть оболочки расширяется ускоренно и ее дисперсия скоростей возрастает. К сожалению, лучевая концентрация газа в этой части оболочки мала. На составной диаграмме положение такого газа отражают фиолетовые точки с высокими значениями дисперсии скоростей.

Большая часть фиолетовых точек соответствует газу с низкой дисперсией скоростей, около  $10\text{--}20 \text{ км с}^{-1}$ , то есть газу, находящемуся в стенках пузыря, расширяющемуся преимущественно в направлении параллельно плоскости диска, на различных высотах над плоскостью диска (см. области, отмеченные фиолетовым цветом при  $t \gtrsim 15$  млн лет на верхней панели рис. 3). Отметим, что газа с высокой дисперсией скоростей не должно быть после 10 млн лет от начала вспышек СН в скоплении в случае толстого диска (см., например, рис. 3b). Следовательно, наблюдаемые области с высокой яркостью и низкой дисперсией скоростей, вероятно, связаны со старыми пузырями.

Также со старыми пузырями связаны области с очень низкой интенсивностью в широком интервале значений дисперсии скоростей, которые появляются при прорыве диска. Вообще говоря, при значениях  $\sigma$  ниже  $10\text{--}15 \text{ км с}^{-1}$  довольно сложно определить возраст сверхоболочки — в этой области перемешаны вклады от пузырей разного возраста. Однако при наличии явно выраженной области повышенной дисперсии (пика) точки с низкой дисперсией и близким значением яркости, то есть лежащие на диаграмме под этой областью, эволюционно и пространственно связаны между собой: область с высокой дисперсией является вложенной в область с низкой дисперсией. Отметим, что подобная картина наблюдается в галактиках DDO 53 для оболочек 1, 2 и 3 (см. рис. 1 в работе Moiseev and Lozinskaya, 2012) и NGC 1385 (см. рис. A1 в статье Egorov et al., 2023).

Еще раз следует указать на то, что области диаграммы с низкой яркостью связывают с турбулентной межзвездной средой низкой плотности, включая области как с низкой, так и высокой дисперсией скоростей (см. рис. 6 в Moiseev and Lozinskaya, 2012). Хотя из приведенных выше результатов численных расчетов можно заключить, что в эту область попадают сверхоболочки различного возраста, например молодые остатки, эволюционирующие в газе с низкой плотностью, части старых оболочек, которые находятся как высоко над плоскостью диска при его прорыве, так и на низких высотах, и расширяются преимущественно в направлении параллельно плоскости диска. Эта часть наблюдательных диаграмм требует более детального разделения компонент.

В заключение обратим внимание, что при расчете эмиссионных и динамических свойств газа полагалось, что диск расположен плашмя, хотя, определенно, карликовые галактики находятся под различным углом к наблюдателю. Понятно, что при наблюдении галактики с ребра мы увидим принципиально другую картину. Для таких галактик диаграммы будут содержать информацию о суммарной структуре диска вдоль луча зрения и вертикальных

истечениях — ветрах — из диска (см., например, López-Cobá et al., 2017). В галактиках с наклоном  $i \sim 27^\circ$ , в частности как у Holmberg II (Sánchez-Salcedo et al., 2014), хорошо выделяются крупномасштабные пузыри, имеющие округлые очертания линии 21 см HI. В численных моделях форма пузырей зависит от значения шкалы высоты диска и эволюционной фазы. Выше уже отмечалось, что в толстых дисках форма остается близкой к сферической на протяжении всего рассматриваемого времени эволюции. Для более тонких дисков с низкой металличностью форма оболочки после 12–15 млн лет становится близкой к гантелеобразной, вытянутой в вертикальном направлении. В рассматриваемых моделях угол раскрытия вертикального истечения оказывается больше  $55^\circ$  (от вертикали, перпендикулярной к плоскости диска). Таким образом, при меньшем наклоне наши выводы, по-видимому, остаются корректными.

Отметим также, что существенное влияние на динамику пузыря, сформированного большим числом вспышек СН, неоднородности среды могут оказать только в пределах одной шкалы высоты. Однако на этом масштабе скорость оболочки составляет десятки  $\text{км с}^{-1}$ , что приводит к разрушению облачной структуры. Только при высоком нагружении течения, в частности при значении дисперсии плотности для логнормального распределения выше  $2\sigma$  — почти два порядка величины по плотности, возможны отличия в глобальной динамике пузыря в пределах диска. Подобные перепады плотности редки в карликовых галактиках.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена эволюция диаграмм «поверхностная яркость — дисперсия скоростей» ионизованного газа (« $I(H\alpha) - \sigma$ ») для сверхоболочек, образованных в результате множественных вспышек сверхновых в звездном скоплении  $M_* \sim 10^4 M_\odot$ , расположенном в плоскости диска со шкалой высоты  $z_0 \sim 0.2\text{--}0.4$  кпк. Исследовано изменение формы и структуры диаграммы в зависимости от плотности и металличности газа, шкалы высоты диска.

Показано, что структуру диаграмм « $I(H\alpha) - \sigma$ », полученных на основе наблюдений близких карликовых галактик, можно интерпретировать следующим образом:

- области на диаграмме с высокой дисперсией скоростей ионизованного газа  $\sigma \gtrsim 30 \text{ км с}^{-1}$  можно связать с пузырями возрастом порядка 1 млн лет, образованными благодаря вспышкам СН в звездных скоплениях  $M_* \gtrsim 10^4 M_\odot$  в газе с  $n_0 \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$  и  $[Z/H] \sim -0.5$ ; размеры этих областей оказываются довольно компактными,

около 100–150 пк; уменьшение плотности газа и рост массы скопления ведут к увеличению дисперсии скоростей, толщина диска на столь ранних этапах эволюции не играет какой-либо роли;

- в области с дисперсией скоростей ниже  $10\text{--}15 \text{ км с}^{-1}$  довольно сложно определить возраст сверхоболочки: в ней перемешаны вклады от пузырей разного возраста; при наличии явно выраженной области повышенной дисперсии (пика) точки с низкой дисперсией и близким значением яркости, то есть лежащие на диаграмме под этой областью, эволюционно и пространственно связаны между собой: область с высокой дисперсией является вложенной в область с низкой дисперсией;
- при прорыве диска часть оболочки расширяется ускоренно и ее дисперсия скоростей возрастает, однако лучевая концентрация газа и мера эмиссии в этой части оболочки малы — на диаграмме этому соответствует область с высокой дисперсией, достигающей нескольких десятков  $\text{км с}^{-1}$ , и низкой поверхностной яркостью,  $I(H\alpha) \lesssim 3 \times 10^{-17} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл. сек.}^{-2}$ ;
- области на диаграмме с высокой яркостью и дисперсией скоростей ниже  $10 \text{ км с}^{-1}$  соответствуют старым оболочкам возрастом больше 15 млн лет, развивающимся в более плотном газе,  $n_0 \sim 1 \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, структура диаграммы « $I(H\alpha) - \sigma$ » для близких карликовых галактик вполне объяснима только с помощью привлечения динамики пузырей, образованных множественными вспышками СН в небольших звездных скоплениях различного возраста. Анализ эмиссионных свойств оболочек коллективных сверхновых от ОВ-ассоциаций дает физически обоснованную модель для интерпретации диаграмм « $I(H\alpha) - \sigma$ ». Используя численные модели, можно с большей достоверностью выделять на диаграмме области, соответствующие молодым пузырям, и, вероятно, более точно определять их возраст и свойства окружающего газа. Анализ области диаграммы с низкой яркостью в линии  $H\alpha$  как для низких, так и высоких значений дисперсии скоростей, требует более детального разделения компонент, поскольку эта область включает в себя части сверхоболочек различного возраста.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны О. В. Егорову и А. В. Моисееву за многочисленные обсуждения и ценные пояснения.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась за счет средств бюджета институтов.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. M. Andrews, D. M. Meyer, and J. T. Lauroesch, *Astrophys. J.* **552** (1), L73 (2001). DOI:10.1086/320267
2. I. Bagetakos, E. Brinks, F. Walter, et al., *Astron. J.* **141** (1), article id. 23 (2011). DOI:10.1088/0004-6256/141/1/23
3. E. L. O. Bakes and A. G. G. M. Tielens, *Astrophys. J.* **427**, 822 (1994). DOI:10.1086/174188
4. V. Bordalo, H. Plana, and E. Telles, *Astrophys. J.* **696** (2), 1668 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/696/2/1668
5. J. Castor, R. McCray, and R. Weaver, *Astrophys. J.* **200**, L107 (1975). DOI:10.1086/181908
6. M. A. de Avillez, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **315** (3), 479 (2000). DOI:10.1046/j.1365-8711.2000.03464.x
7. M. A. de Avillez and M.-M. Mac Low, *Astrophys. J.* **581** (2), 1047 (2002). DOI:10.1086/344256
8. A. De Cia, E. B. Jenkins, A. J. Fox, et al., *Nature* **597** (7875), 206 (2021). DOI:10.1038/s41586-021-03780-0
9. O. V. Egorov, K. Kreckel, S. C. O. Glover, et al., *Astron. and Astrophys.* **678**, id. A153 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202346919
10. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (2), 1833 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2367
11. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **444** (1), 376 (2014). DOI:10.1093/mnras/stu1369
12. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, K. I. Vasiliev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **508** (2), 2650 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab2710
13. D. Fielding, E. Quataert, and D. Martizzi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **481** (3), 3325 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty2466
14. A. S. Hill, M. R. Joung, M.-M. Mac Low, et al., *Astrophys. J.* **750** (2), article id. 104 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/750/2/104
15. I. Iben, *Stellar Evolution Physics, Physical Processes in Stellar Interiors*, vol. 1 (Cambridge University Press, Cambridge, 2012). DOI:10.1017/CBO9781139061223
16. C. Klingenberg, W. Schmidt, and K. Waagan, *Journal of Computational Physics* **227** (1), 12 (2007). DOI:10.1016/j.jcp.2007.07.034
17. M. Li, G. L. Bryan, and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **841** (2), article id. 101 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa7263
18. C. López-Cobá, S. F. Sánchez, A. V. Moiseev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **467** (4), 4951 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw3355
19. M.-M. Mac Low and R. McCray, *Astrophys. J.* **324**, 776 (1988). DOI:10.1086/165936
20. I. Martínez-Delgado, G. Tenorio-Tagle, C. Muñoz-Tuñón, et al., *Astron. J.* **133** (6), 2892 (2007). DOI:10.1086/515438
21. A. V. Moiseev and T. A. Lozinskaya, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **423** (2), 1831 (2012). DOI:10.1111/j.1365-2966.2012.21005.x
22. A. V. Moiseev, S. A. Pustilnik, and A. Y. Kniazev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **405** (4), 2453 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.16621.x
23. C. Muñoz-Tuñón, G. Tenorio-Tagle, H. O. Castañeda, and R. Terlevich, *Astron. J.* **112**, 1636 (1996). DOI:10.1086/118129
24. S. Nasoudi-Shoar, P. Richter, K. S. de Boer, and B. P. Wakker, *Astron. and Astrophys.* **520**, id. A26 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/200913454
25. J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, *Astrophys. J.* **490** (2), 493 (1997). DOI:10.1086/304888
26. D. Puche, D. Westpfahl, E. Brinks, and J.-R. Roy, *Astron. J.* **103**, 1841 (1992). DOI:10.1086/116199
27. J. J. Quirk, *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **18** (6), 555 (1994). DOI:10.1002/flid.1650180603
28. F. J. Sánchez-Salcedo, A. M. Hidalgo-Gómez, and E. E. Martínez-García, *Revista Mexicana Astronom. Astrofís.* **50**, 225 (2014). DOI:10.48550/arXiv.1405.2983
29. G. V. Smirnov-Pinchukov and O. V. Egorov, *Astrophysical Bulletin* **76** (4), 367 (2021). DOI:10.1134/S1990341321040131
30. E. F. Toro, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics—A Practical Introduction* (Springer Berlin, Heidelberg, 1999). DOI:10.1007/978-3-662-03915-1
31. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **414** (4), 3145 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.18623.x
32. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **431** (1), 638 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt189
33. E. O. Vasiliev, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Baltic Astronomy* **24**, 213 (2015). DOI:10.1515/astro-2017-0222
34. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Astrophysical Bulletin* **77** (1), 51 (2022). DOI:10.1134/S1990341322010114
35. E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468** (3), 2757 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx719

36. E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486** (3), 3685 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1099
37. S. Walch, P. Girichidis, T. Naab, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454** (1), 238 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv1975
38. F. Walter and E. Brinks, *Astron. J.* **118** (1), 273 (1999). DOI:10.1086/300906
39. D. R. Weisz, E. D. Skillman, J. M. Cannon, et al., *Astrophys. J.* **704** (2), 1538 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/704/2/1538
40. H. Yang, Y.-H. Chu, E. D. Skillman, and R. Terlevich, *Astron. J.* **112**, 146 (1996). DOI:10.1086/117995

## Velocity Dispersion and H $\alpha$ -emission of Ionized Gas in Star-forming Regions

E. O. Vasiliev<sup>1</sup> and Yu. A. Shchekinov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>2</sup>Raman Research Institute, Sadashiva Nagar, Bangalore, 560080 India

To understand the nature of gas flows in star-forming regions of nearby galaxies, the relationship between the surface brightness values in the H $\alpha$  line and the velocity dispersion of ionized gas, known as the “surface brightness – velocity dispersion” diagram, is often used. Based on three-dimensional gas-dynamic calculations, we examined the evolution of synthetic diagrams for supershells formed as a result of multiple supernova explosions in a star cluster located in the galactic disk. Based on the results of a study of changes in the shape and structure of the diagram depending on the gas density, its metallicity, and the disk scale height, it is possible to identify ranges of values in the diagram that are characteristic of young bubbles developing in dense or rarefied gas at high altitudes above the plane of the disk. We found that the structure of the diagram depends on the age of the supershells and the physical properties of the gas in the disk. For nearby dwarf galaxies, the structure of the observed “surface brightness – velocity dispersion” diagrams can only be explained by describing the dynamics of bubbles formed by multiple SN explosions in small star clusters of different ages.

Keywords: *galaxies: ISM—ISM: shells—shock waves—supernova remnants*